第 41 卷 第 1 期
2023 年 3 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 41, No. 1
Mar., 2023

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2023.01.02

蜘蛛脉冲星掩食现象的研究进展

黄武城[1,2]，张仲莉[1,3]，余 婷[1,2]，陆琦玮[1,2]

(1. 中国科学院 上海天文台，上海 200030； 2. 中国科学院大学，北京 100049； 3. 中国科学院 射电天文重点实验室，南京 210008)

摘要： 蜘蛛脉冲星的发现是研究毫秒脉冲星演化的重要进展，它们被认为可能是孤立毫秒脉冲星的来源之一。蜘蛛脉冲星系统含有丰富的观测现象，其中最重要的就是脉冲星的掩食。掩食脉冲星的研究可以帮助理解脉冲双星的演化、球状星团的形成和星际介质等。介绍了近年来脉冲星掩食研究的主要进展，包括脉冲星的掩食特点，掩食脉冲星系统的统计和举例，并阐述了常用的掩食机制。在未来 10 年里，随着超高灵敏度和超快巡天速度的射电望远镜的投入使用，如平方公里阵列射电望远镜 (Square Kilometre Array, SKA) 等，掩食脉冲星的研究有望打开新局面，并对掩食机制理论的发展产生积极的影响，帮助解决一些未解之谜。

关 键 词： 脉冲星；掩食；掩食机制；质量损失

中图分类号： P141.92 **文献标识码：** A

1 引 言

蜘蛛脉冲星 (spider pulsar) 通常指的是毫秒脉冲星与一颗演化后期的小质量伴星组成的双星系统。该系统中双星的距离较近，其伴星轨道周期大多小于 1 d，因此在脉冲星星风的作用下不断被侵蚀。蜘蛛脉冲星分为“黑寡妇”(black widow, BW) 和“红背” (redback, RB) 两种系统，定义它们的唯一指标在于不同的伴星质量 m_c。其中，黑寡妇脉冲星的伴星质量为 $0.01 \sim 0.05\ M_\odot$，红背脉冲星的伴星质量大多在 $0.1 \sim 0.5\ M_\odot$ 区间[1]。迄今为止，已超过 90 颗这样的特殊双星系统被发现，近一半处于球状星团 (globular clusters, GCs) 这样的年老恒星系统中。

观测上，大多数蜘蛛脉冲星存在周期性的掩食现象。当膨胀的伴星运转到视线上脉冲星的前方，也就是双星轨道下合点的时候，遮挡了脉冲星的辐射，从而导致射电信号减弱或消失。1988 年，第一颗掩食脉冲星在黑寡妇系统中被发现[2]。经过 30 多年的观测统计，黑寡

收稿日期： 2022-04-11； **修回日期：** 2022-10-12

资助项目： 国家重点研发计划 (2018YFA0404602)

通讯作者： 张仲莉，zzl@shao.ac.cn

妇脉冲星中发生掩食现象的比例占 50%，而红背系统中更是高达 90% (见后文统计)。由于这种周期性的掩食发生在特定的双星轨道位置，也称为“规则”掩食。有较多正在研究的规则掩食系统，如 B1957+20[2] 和 J2051-0827[3] 等。另有一种“不规则”的掩食现象，即掩食可发生在双星轨道周期的任何位置。迄今为止，科学家只发现了 4 颗不规则的掩食脉冲星，分别为 J1748-2446A[4]，J0024-7204V[5]，J1740-5340A[6] 和 J1748-2446P[7]。它们全部都处于球状星团的红背脉冲星系统当中。

脉冲星的掩食现象通常出现于年老的双星系统，且有近一半的掩食脉冲星系统位于球状星团中，因此对恒星演化和星际介质的研究具有重要意义。迄今为止，已被全面研究的掩食系统极少，理论上并不能全面解释观测上各类掩食过程中的种种现象。下一个 10 年将是射电天文迅速发展的时期。同时拥有超快巡天速度和数字多波束的平方公里射电阵列望远镜 SKA，在 SKA1 和 SKA2 的阶段，预计可发现 50 ~ 300 颗掩食的脉冲星系统，或将发现更多奇特的掩食系统。与此同时，还将开展以下研究：(1) 通过检测掩食前后流量的变化来研究掩食机制；(2) 通过检测色散量 (DM，单位为 pc·cm^{-3}) 的变化来测量掩食介质的密度和磁场结构等[8]。而中国 500 m 球面射电望远镜 FAST，也可以对掩食前后的色散量和流量进行精确的研究，或将发现更多奇特的掩食系统。

本文回顾了 30 多年来掩食蜘蛛脉冲星在射电波段的研究进展，结构如下：第 2 章介绍脉冲星的掩食特点，如掩食的不对称性和频率依赖性等；第 3 章是对迄今为止所知的 60 颗掩食脉冲星的统计，并给出一些重要掩食系统的例子；第 4 章列举了目前常用的掩食模型；最后给出总结和展望。

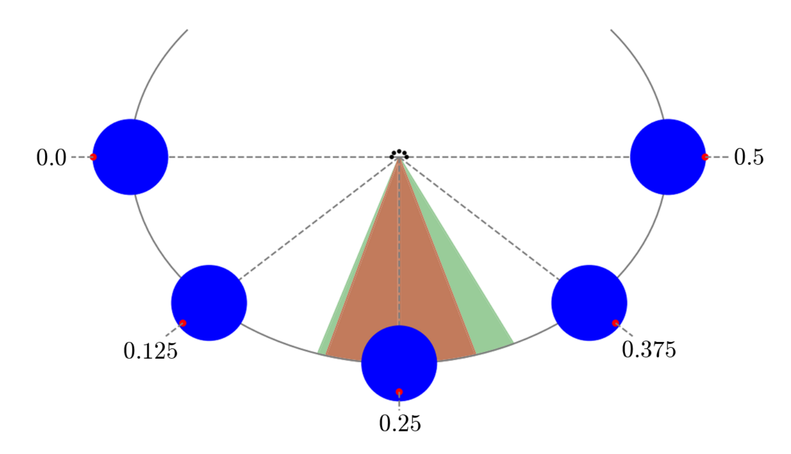
2 脉冲星的掩食性质

2.1 掩食的基本图像

掩食脉冲星都处在双星系统中，基本图像如图 1 所示[9]。与恒星的掩食现象相似，脉冲星的掩食同样源于视线上的系统介质对辐射脉冲信号的遮挡，且以双星中伴星的遮挡为主。因此，脉冲星的掩食通常发生在双星轨道下合点 (轨道相位 $\phi = 0.25$) 附近。在脉冲星的掩食过程中，由于伴星外围的介质受到的伴星引力束缚逐渐减弱, 掩食区域通常大于伴星的洛希瓣。另外，掩食区域是不对称的，“进入掩食”的区域尺度通常小于“退出掩食”的尺度，这说明伴星周围的介质不呈圆形分布，更可能拥有类似彗星“慧尾”这样的结构。最后，通常低频波段 (1 GHz 以下) 的掩食区域要大于高频波段的掩食区域，我们在下一节对此进行详细的描述。

2.2 掩食的频率依赖性

脉冲星的掩食具有很强的频率依赖性 (见图 1)。通过测量不同波段上的掩食时长，可对不同的掩食模型进行检验，同时用于研究掩食介质的性质。然而，掩食频率依赖性的研究存在一定的观测上的困难。双星轨道周期较长，要得到多波段以及足够时长的观测，需要极大占用射电望远镜的观测资源，而这一观测需求往往较难满足。1994 年，Thompson 等



注：其中黑点为脉冲星，红点为伴星，蓝色区域是洛希瓣的范围，褐色和绿色区域分别是观测频率为 345 MHz 和 149 MHz 时的掩食区域。

图 1　J2051-0827 掩食示意图[9]

人[10] 曾研究两颗脉冲星 (B1957+20 和 J1748-2446A) 的掩食时长与观测频率的关系，以此验证掩食模型的正确性 (章节 4 中详述)，但这样被仔细研究的掩食系统并不多。

在研究中，掩食时长的定义并不统一。2018 年，Polzin 等人[11] 曾利用费米-狄拉克 (Fermi-Dirac) 函数对脉冲星 J1810+1744 的辐射光变曲线进行拟合，从而对掩食区域进行定量化研究，如图 2 所示。费米-狄拉克函数表示为：

$$f(\phi) = \frac{1}{\exp((\phi + p_1)/p_2) + 1} \quad , \tag{1}$$

其中，f 是脉冲星归一化的流量，ϕ 是双星系统轨道相位，p_1 和 p_2 是拟合参量，且 p_1 定义为掩食开始或者结束时的相位，是辐射流量为稳定流量一半时的位置。由此可以定义掩食区域范围为：

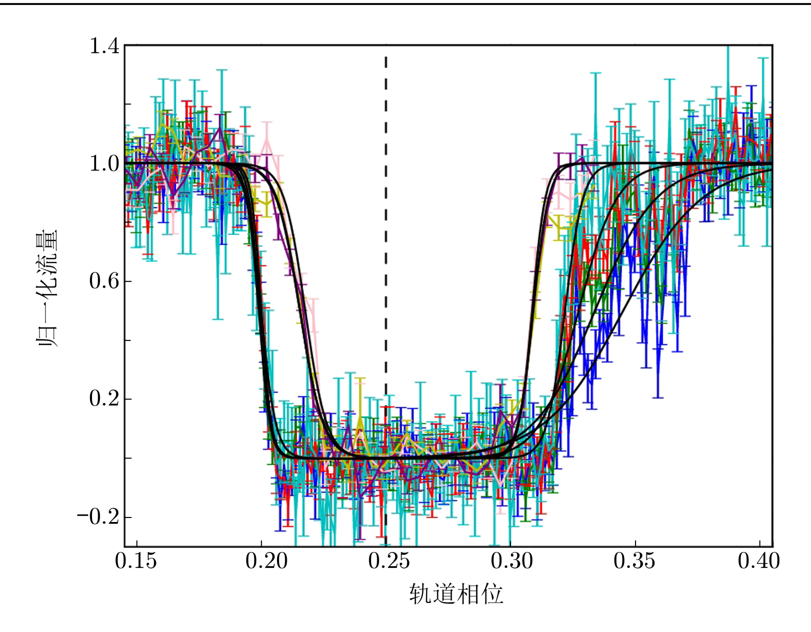
$$\Delta\phi = p_{1,\mathrm{eg}} - p_{1,\mathrm{in}} \quad , \tag{2}$$

其中，$p_{1,\mathrm{in}}$ 和 $p_{1,\mathrm{eg}}$ 分别为掩食进入和退出的轨道相位，同时定义掩食半径为：

$$R_{\mathrm{E}} = x\sin\left(\frac{2\pi\Delta\phi}{2}\right) \quad , \tag{3}$$

其中，x 是轨道半长轴的投影值 (单位为光秒) 即 3.0×10^8 m；R_{E} 通常换算成厘米制单位。

通常情况下，掩食范围 $\Delta\phi$ 的大小随着频率升高而降低，而在高频波段，掩食也很可能不再发生。如 J1810+1744，在观测频率为 149 MHz 时，掩食范围 $\Delta\phi\approx0.13$；而在 345 MHz 频率上，掩食范围 $\Delta\phi\approx0.09$ (假定双星轨道倾角为 90°)[11]。Terzan 5 中的 J1748-2446A，通过美国绿岸望远镜 (Green Bank Telescope, GBT) 在 800 MHz, 1 330 MHz 和 1 660 MHz 上的观测发现，其掩食范围与观测频率的关系为 $\Delta\phi\approx v^{-0.63\pm0.18}$[12]。不过，部分掩食系统中，没有发现掩食范围与观测频率的明显关联。如 J2051-0827 系统，掩食只发生在 1 GHz 以下，其掩食范围在 325 MHz, 430 MHz 和 660 MHz 上没有明显变化[13]。

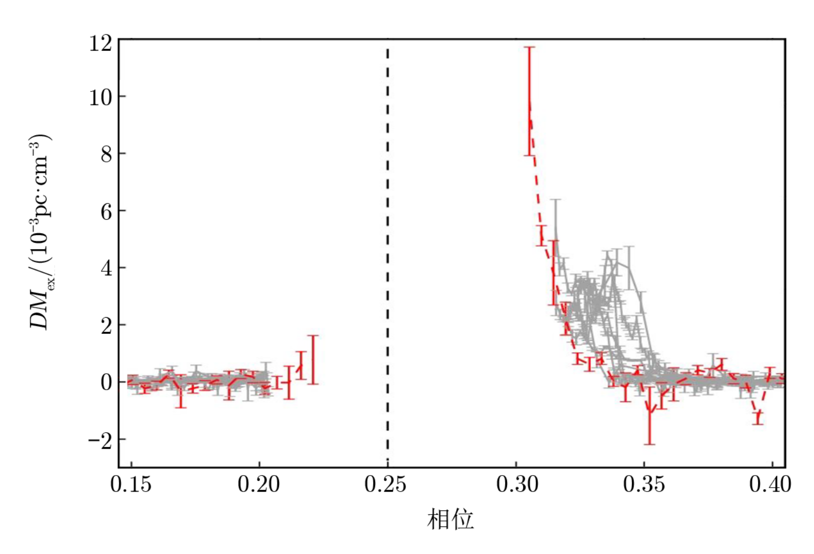


注：以 118 MHz, 134 MHz, 154 MHz, 176 MHz, 321 MHz, 344 MHz, 369 MHz (分别为蓝、绿、红、青、粉红、黄、紫各色) 为中心频率的流量密度与轨道相位的关系。黑实线表示利用费米-狄拉克函数拟合的结果。

图 2 J1810+1744 的掩食流量密度拟合图[11]

2.3 掩食延迟与色散的关系

在掩食发生前后，脉冲到达时间会有额外 (excess) 的低频延迟，反映为掩食区域边界上额外的色散量变化 (见图 3)。



注：其中灰色和红色分别表示 149 MHz 和 345 MHz 时的观测结果。

图 3 J1810+1744 的色散变化与相位关系图[11]

通过测量掩食前后的额外延时，可以进一步研究掩食介质的密度分布。掩食延时与额外色散的关系为[14]：

$$DM_{\rm ex} = 2.4 \times 10^{-10} \times t_{\rm ex} f^2 \quad , \tag{4}$$

其中，$DM_{\rm ex}$ 是额外的色散值，$t_{\rm ex}$ 是观测的额外延迟时间 (单位是 μs)，f 是观测频率 (单位是 MHz)。而额外色散值与电子柱密度 $N_{\rm e}$ 的关系为[14]：

$$N_{\rm e} = 3 \times 10^{18} \times DM_{\rm ex} \quad , \tag{5}$$

电子柱密度 $N_{\rm e}$ 的单位是 $\rm cm^{-2}$，通常情况下掩食前后信号延迟时间量级为毫秒。如 J1748-2021D，在观测频率为 1 950 MHz 时，延时为 0.5 ms[15]；J2055+3829 延时最大值约为 0.05 ms (1.4 GHz)，掩食介质中最大电子柱密度约为 $10^{17}\ \rm cm^{-2}$[16]。

2.4　短掩食

在部分具有掩食的蜘蛛系统中，除了在下合点发生的“主掩食”外，在其他轨道相位上还存在短掩食，且短掩食时长小于发生在下合点附近的掩食，通常在秒到几小时之间。如 J1048+2339，其短掩食发生在双星轨道上合点附近 ($\phi \approx 0.75$)，掩食区域大小在数小时到数天的时间尺度上具有动态变化[17]。J2051-0827 在 149 MHz 和 345 MHz 上都有明显的短掩食。有趣的是，其短掩食均只在 2015 年 2 月中的两周内检测到，而在其他观测时间内没有。在排除了衍射星际闪烁和地球电离层的影响之后，目前短掩食的具体成因尚待进一步的研究[9]。J1544+4937 有近 180 s 的短掩食，可能是伴星周围存在着碎片化的等离子体团块所造成[18]。J1717+4308A 最长的掩食区域可达 40% 的轨道周期，也存在占轨道周期 6%～12% 的短掩食[19]。

2.5　规则掩食与不规则掩食

目前已发现的掩食系统，根据掩食发生的双星轨道相位主要可分为两大类：规则掩食和不规则掩食。规则掩食指的是掩食区域在下合点附近 (如图 4 a) 所示，其中蓝色竖线表示下合点)，大部分源的掩食时长略有变化。已发现的掩食系统大都属于此类，如 B1957+20[2] 和 J2051-0827[3] 等。而不规则掩食指的是掩食区域不仅仅发生在双星轨道下合点附近，也可以发生在任何其他的轨道相位 (如图 4 b) 所示)。目前已知的四个不规则掩食系统是 J1748-2446A[4]，J0024-7204V[5]，J1740-5340A[6] 和 J1748-2446P[7]，它们都是位于球状星团中的红背系统。我们将在 3.2 节中对它们进行进一步的阐述。

3　掩食蜘蛛脉冲星的样本性质

3.1　已知的掩食蜘蛛脉冲星系统

目前已发现的掩食蜘蛛脉冲星系统有 60 颗。我们统计了它们对应的脉冲星名称、自转周期、色散量、双星轨道周期、最小伴星质量和类型，见表 1。在星团内发现的掩食蜘蛛系统共 29 个，其中黑寡妇系统 11 个，红背系统 18 个；在星团外蜘蛛系统共 31 个，其中黑寡妇系统 18 个，红背系统 13 个。它们在天球上的分布如图 5 所示。我们发现，与毫秒脉

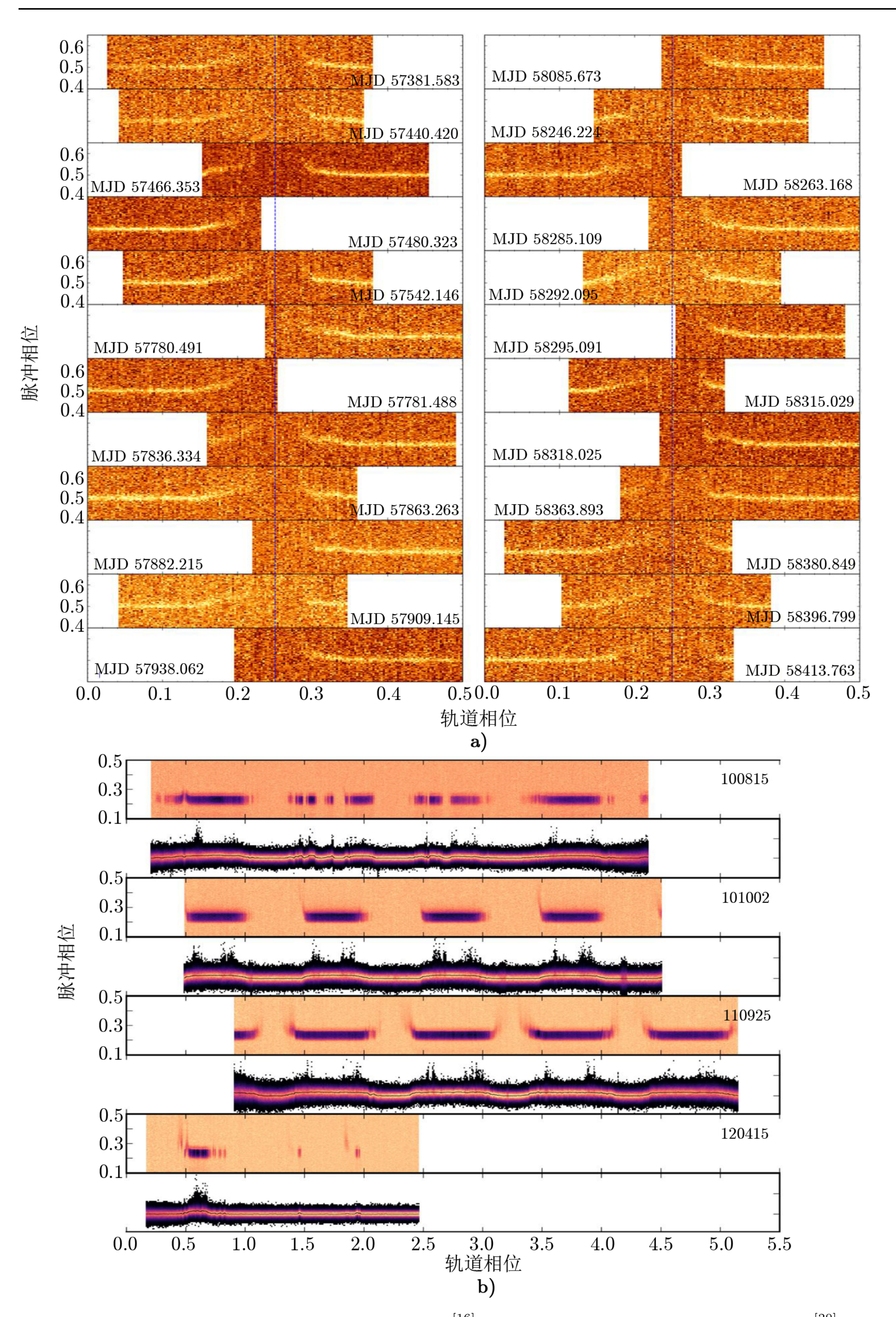


图 4 a) J2055+3829 的规则掩食示意图[16]；b) J1748-2446A 的不规则掩食示意图[20]

冲星的空间分布类似，这些掩食系统的全天分布较为均匀，没有向银盘方向聚集。我们统计表 1 中的掩食系统信息，将脉冲星自转周期、双星轨道周期和最小伴星质量绘制如图 6 所示。从统计上看，目前已知掩食蜘蛛脉冲星自转周期大都小于 30 ms，轨道周期大都小于 1 d。对于黑寡妇系统而言，自转最快的是 B1957+20B，自转最慢的是 J1953+1846A，周期大小分别是 1.61 ms 和 4.88 ms；轨道周期最大的是 J1311-3430，最小的是 J1957+20，轨道周期大小分别是 0.065 d 和 0.382 d。对于红背系统而言，自转最快的是 J1748-2446ad，自转最慢的是 B1718-19(A)，周期大小分别是 1.39 ms 和 1 004.04 ms，也是掩食蜘蛛系统中自转最快和最慢的系统；轨道周期最大是 J1748-2446A，最小的是 J1740-5340B，其大小分别是 0.076 d 和 1.977 d。从图 6 还可以看出，相对于黑寡妇系统，红背系统的自转周期和双星轨道分布的峰值都要更大，这是两种不同系统不同的演化历史所决定的。

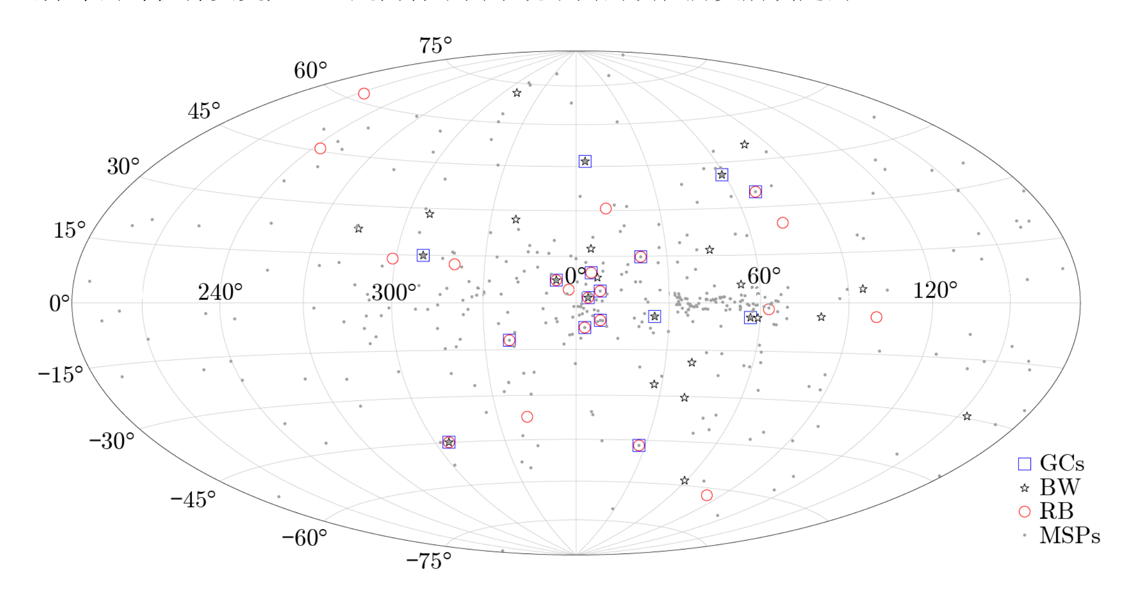


图 5　掩食脉冲星分布图 (银道坐标系)

表 1　已发现的掩食蜘蛛脉冲星系统

脉冲星	位置	P_0 /ms	DM /(pc · cm^{-3})	$P_{\rm orb}$ /d	$M_{\rm c}$ /$M_\odot$	类型	文献
J0251+2606	Field	2.54	20.0	0.204	0.024 1	BW	[21]
J1023+0038	Filed	1.69	14.32	0.198	0.14	RB	[22]
J1048+2339	Field	4.66	17	0.251	0.30	RB	[21]
J1124-3653	Field	2.41	44.9	0.227	0.027	BW	[23, 24]
J1227-4853	Field	1.68	43.42	0.287	0.17	RB	[25]
J1301+0833	Field	1.84	13.2	0.27	0.024	BW	[26]
J1306-4035*	Field	2.20	35.0	1.097 2	0.438	RB	[27, 28]
J1311-3430	Field	2.56	37.84	0.065	0.008 2	BW	[29]
J1431-4715	Field	2.01	59.35	0.45	0.12	RB	[30]

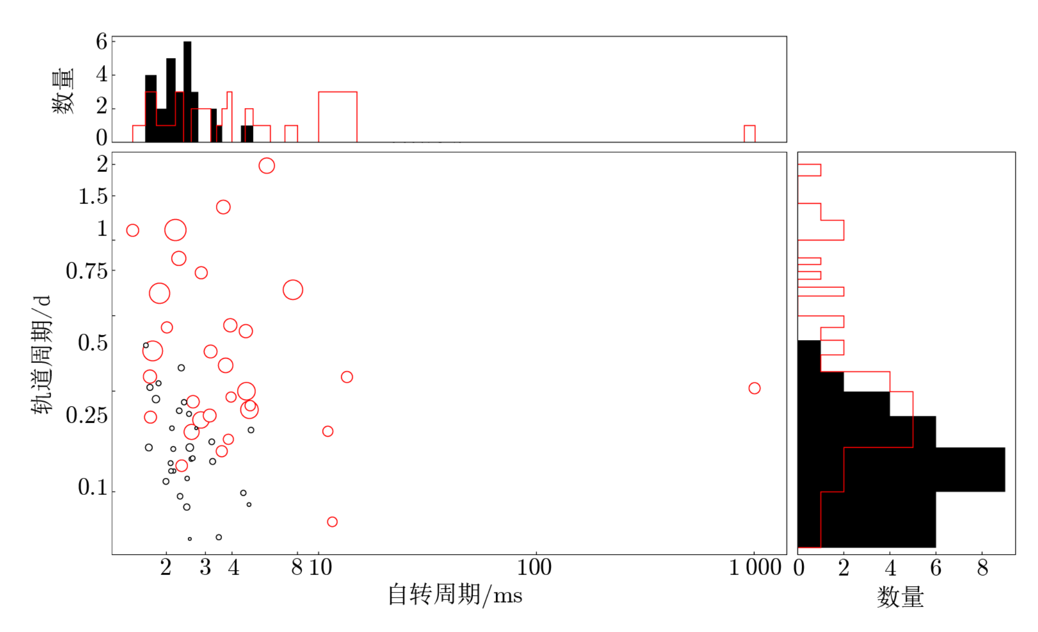
(续表)

脉冲星	位置	P_0 /ms	DM /(pc · cm^{-3})	P_{orb} /d	M_c /$M_\odot$	类型	文献
J1513-2550	Field	2.12	47.12	0.179	0.02	BW	[31]
J1544+4937	Field	2.16	23.42	0.121	0.017	BW	[18]
J1555-2908*	Field	1.78	75.91	0.233 5	0.06	BW	[32, 33]
J1622-0315	Field	3.84	21.4	0.161 7	0.1	RB	[31]
J1720-0533*	Field	3.26	36.83	0.132	0.034	BW	[34]
J1723-2837	Field	1.86	19.688	0.615	0.4	RB	[35, 36]
J1731-1847	Field	2.34	106.56	0.311	0.037	BW	[37]
J1810+1744	Field	1.66	39.7	0.15	0.035	BW	[23]
J1816+4510	Field	3.19	38.887	0.361	0.162	RB	[38]
B1957+20	Field	1.61	29.13	0.382	0.022	BW	[2]
J1957+2516	Field	3.96	44.137	0.238	0.099	RB	[39]
J1908+2105	Field	2.56	62.0	0.15	0.055	BW	[21]
J2017-1614	Field	2.31	25.44	0.098	0.03	BW	[31]
J2039-5617	Filed	2.65	24.57	0.228	0.15	RB	[40, 41]
J2051-0827	Field	4.51	20.741	0.099	0.027	BW	[3]
J2052+1218	Field	1.99	42.0	0.115	0.033	BW	[21]
J2055+3829	Field	2.09	91.82	0.13	0.023	BW	[16]
J2115+5448	Field	2.60	77.41	0.135	0.02	BW	[31]
J2129-0429	Field	7.62	16.9	0.635	0.368 8	RB	[23]
J2215+5135	Field	2.61	69.2	0.172	0.22	RB	[23, 24]
J2256-1024	Field	2.29	13.8	0.21	0.03	BW	[23, 24]
J2339-0533	Field	2.88	8.717	0.193	0.32	RB	[42]
J0023-7203J	Tuc47	2.10	24.6	0.121	0.021	BW	[43, 44]
J0024-7204O	Tuc47	2.64	24.36	0.136	0.022	BW	[5, 44]
J0024-7204R	Tuc47	3.48	24.36	0.066	0.026	BW	[5, 44]
J0024-7204V	Tuc47	4.81	24.105	0.212	0.30	RB	[45]
J0024-7204W	Tuc47	2.35	24.37	0.127	0.13	RB	[5, 45]
J0024-7204ac*	Tuc47	2.74	24.46	0.179	0.007 9	BW	[46]
J0024-7204ad	Tuc47	3.74	24.41	0.318	0.205	RB	[46]
J1326-4728B	NGC 5139	4.79	100.273	0.089	0.013 8	BW	[47]
J1518+0204C	NGC 5904	2.48	29.3	0.087	0.038	BW	[48]
J1641+3627E	NGC 6205	2.49	30.54	0.112	0.019	BW	[48, 49]
J1701-3006B	NGC 6266	3.59	113.44	0.145	0.12	RB	[50]
J1701-3006E	NGC 6266	3.23	113.792	0.158	0.031	BW	[51]
J1717+4308A	NGC 6341	3.16	35.45	0.201	0.16	RB	[19]
B1718-19(A)*	NGC 6342	1 004.04	71.0	0.258	0.12	RB	[52]
J1737-0314D*	NGC 6402	2.89	78.8	0.742	0.142	RB	[53]
J1737-0314E*	NGC 6402	2.28	80.4	0.846	0.195	RB	[53]
J1740-5340A	NGC 6397	3.65	71.8	1.354	0.18	RB	[6]
J1740-5340B*	NGC 6397	5.78	72.2	1.977	0.27	RB	[54]

(续表)

脉冲星	位置	P_0 /ms	DM /(pc · cm^{-3})	$P_{\rm orb}$ /d	$M_{\rm c}$ /$M_\odot$	类型	文献
J1748-2446A	Terzan 5	11.56	242.44	0.076	0.089	RB	[4, 7]
J1748-2446O	Terzan 5	1.68	236.38	0.260	0.036	BW	[7]
J1748-2446P	Terzan 5	1.73	238.79	0.363	0.38	RB	[7]
J1748-2446ad	Terzan 5	1.39	235.6	1.094	0.14	RB	[55]
J1748-2021D	NGC 6440	13.49	224.98	0.286	0.12	RB	[15]
J1823-3021F*	NGC 6624	4.85	86.7	0.220	0.105	RB	[46, 51]
J1824-2452H	NGC 6626	4.63	121.532	0.435	0.17	RB	[56]
J1824-2452I	NGC 6626	3.93	119.0	0.459	0.17	RB	[57, 58]
J1853-0842A*	NGC 6712	2.15	155.13	0.148	0.023	BW	[59]
J1953+1846A	NGC 6838	4.88	117.0	0.176	0.03	BW	[48]
J2140-2310A	NGC 7099	11.02	25.064	0.173	0.10	RB	[60]

注：上标 * 表示 ATNF 星表上暂未有质量函数的脉冲星系统；$M_{\rm c}$ 表示最小伴星质量，由假定轨道倾角为 90° 计算给出，或由文献中给出。



注：图中黑色和红色空圈分别表示黑寡妇和红背系统，圆圈面积和系统最小伴星质量大小成正比，范围是 0.007 9 $M_\odot$ ~ 0.4 $M_\odot$。

图 6 掩食脉冲星自转周期与轨道周期分布图

3.2 特殊的掩食蜘蛛脉冲星系统

在上节统计的 60 颗蜘蛛脉冲星当中有一些重点研究的对象，我们将在下面一一列出。在这 60 个系统中，大部分为普通的规则掩食脉冲星，我们仅列举了其中发现较早、

研究较多的两颗 (B1957+20[2] 和 J2051-0827[3])。较为特殊的系统比例较少，约占 10% ∼ 20%。比如某些蜘蛛脉冲星存在小掩食或不规则掩食，包括 J1748-2446A[4], J0024-7204V[5], J1740-5340A[6] 和 J1748-2446P[7]，对掩食机制的理论解释提出了挑战。另外，有一些红背系统被认证为是态转化脉冲星 (transitional millisecond pulsars, tMSPs)[57]。这样的系统可在以下状态中切换：1) 吸积盘状态，此时没有射电辐射信号；2) 可观测的射电脉冲星系统，此时没有物质吸积；3) 类似于小质量的 X 射线双星 (low-mass X-ray binaries, LMXBs)，脉冲星从其伴星吸积物质。tMSPs 的发现为研究毫秒脉冲星起源于小质量的 X 射线双星系统提供了有力的证据，目前发现的 3 颗 tMSPs 分别为 J1023+0038, J1227-4853 和 J1824-2452I，均恰好都有掩食现象，我们认为其源于伴星演化到后期充满了洛希瓣，尺度变得更大，以及周围星际介质更加弥散。3 颗 tMSPs 中，仅前两者有较详细的射电掩食观测，我们也列举在下面。

B1957+20 是 Fruchter 等人[2]利用 Arecibo 射电望远镜发现的首个掩食脉冲星系统。其脉冲星自转周期为 1.6 ms，系统轨道周期为 9.17 h，约有 10% 的轨道相位是被遮挡的，在掩食前后也有明显的脉冲星到达时间延迟。其光学波段的观测表明，伴星表面受到脉冲星星风的强烈侵蚀。该系统伴星半径约为 0.12 $R_{\odot}$，小于该系统的洛希半径 $R_{\rm L} \approx 0.29\ R_{\odot}$。X 射线波段上的观测进一步揭示，此高能辐射来自于脉冲星星风与伴星周围介质间的相互作用[61]。

J2051-0827 是 Stappers 等人[3]于 1996 年发现的黑寡妇脉冲星。自转周期是 4.5 ms，双星轨道周期为 2.38 h，伴星最小质量约为 0.03 $M_{\odot}$，掩食区域可覆盖约 10% 的轨道相位 (观测中心频率为 436 MHz)。在观测频率为 436 ∼ 660 MHz 时，其掩食范围与观测频率的关系为 $\Delta t \propto v^{-0.15}$。Stappers 等人[62] 在光学波段探测到了该系统伴星，星等为 22.3 ∼ 23.2。伴星半径 $R_{\rm opt} \approx 0.067 \sim 0.18\ R_{\odot}$，而洛希半径为 $R_L \approx 0.13\ R_{\odot}$，故伴星具有充满洛希瓣的可能性。

J1748-2446A 是第二个发现的掩食脉冲星系统，也是第一个被发现的不规则掩食系统。它位于球状星团 Terzan 5 中，自转周期为 11.56 ms[4]。其掩食范围从 1/3 到接近整个轨道周期，在掩食前后延时为 0.3 ms。有时，在下合点附近还能观测到脉冲信号，且在低频波段，其掩食时长会更长。在其他轨道相位，这个系统还存在短掩食。其不规则掩食可能是由于脉冲星在烧蚀伴星，并产生复杂的具有动态变化的星风[20]。其掩食图像如图 4 b) 所示。Tavani 和 Brookshaw[63]建立该系统的动力学模型，来模拟伴星周围介质的分布，结果与所观测的掩食现象符合得较好。

J0024-7204V 具有不规则掩食现象，且发生在多个轨道相位上，其在下合点附近始终有约 50% 区域是不可见的。该系统也存在短掩食，掩食时脉冲延时时间可达 0.5 ms。因其在数年内未观测到脉冲信号等特征，被认为是态转化脉冲星的候选体。但由X波段和光学波段的观测可知，在射电消失时间内没有演化成吸积阶段的态转化脉冲星[45]。

J1740-5340A 位于球状星团 NGC 6397 中，其自转周期为 3.65 ms，系统轨道周期可达 1.35 d。其掩食覆盖范围为轨道周期的 30% ∼ 50%，掩食前后延迟最大可达 3 ms。Amico 等人[6]提出该系统的轨道倾角可能在 20° 以下，伴星可能是达到球状星团中的拐点质量 (约

为 0.8 $M_\odot$) 的特殊演化的恒星。在此情况下，伴星可以产生足够致密且复杂的星风，从而形成不规则掩食。

J1748-2446P 位于球状星团 Terzan 5 中，其自转周期为 1.72 ms，双星系统轨道周期为 0.362 d。其掩食也是不规则的，掩食区域可达太阳半径的几倍。Ransom 等人[7] 认为该系统形成不规则掩食的原因可能与 J1740-5340A 的不规则掩食的原因类似，即该系统的伴星也可能是一颗特殊演化的恒星，可以产生复杂的星风从而形成不规则掩食，且该系统的伴星产生可能经过至少一次的伴星交换过程。

J1023+0038 的自转周期为 1.68 ms，轨道周期为 0.198 d，磁场强度约为 10^4 T。在双星轨道下合点附近具有长度不一的主掩食。在 150 MHz 和 350 MHz 时，脉冲星信号在主掩食之外有多处时长为几秒的短掩食，但在 1 GHz 以上则不会出现这种现象[64]。

J1227-4853 的自转周期为 1.69 ms，轨道周期为 0.287 d。在观测频率为 607 MHz 和 1.4 GHz 时，掩食范围分别占轨道周期的 40% 和 30%[25, 65]。Kudale 等人[66]通过印度的巨米波射电望远镜 (Giant Metrewave Radio Telescope, GMRT) 在 607 MHz 进行观测发现，该系统的掩食可能是由回旋加速吸收造成的。此外，该系统在上合点附近有明显的脉冲延迟，同时伴随着脉冲流量的减少。

3.3　掩食与非掩食系统的质量函数

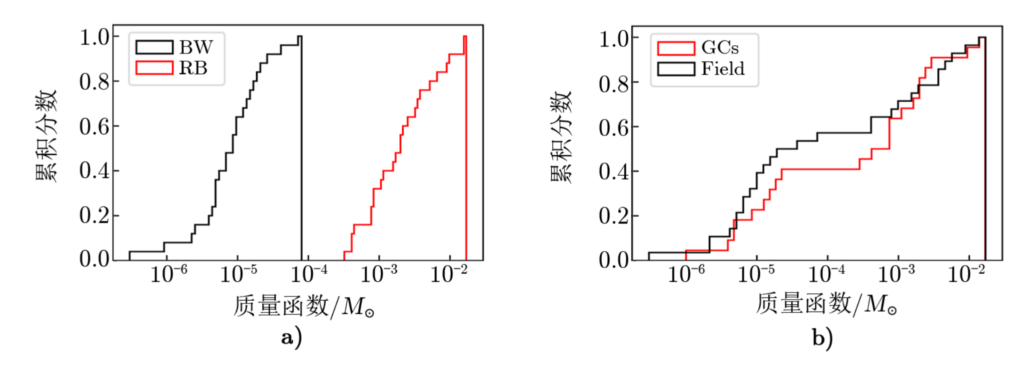
双星系统的质量函数 $f(m_{\rm p}, m_{\rm c}, i)$ 被用来表征双星质量 (其中 $m_{\rm p}$ 为脉冲星质量，$m_{\rm c}$ 为伴星质量) 与系统轨道倾角 i 之间的制约关系，可以直接从脉冲星的测时监测中获得。公式如下：

$$f(m_{\rm p}, m_{\rm c}, i) = \frac{(m_{\rm c}\sin i)^3}{(m_{\rm p}+m_{\rm c})^2} = \frac{4\pi^2}{G}\frac{x^3}{P_{\rm b}^2} \ , \tag{6}$$

其中，x 是双星系统中轨道半长轴投影，$P_{\rm b}$ 是轨道周期，G 是引力常数。假定脉冲星的质量为恒定的 1.4 $M_\odot$，伴星质量 $m_{\rm c}$ 和双星轨道倾角 i 在计算中具有很强的关联性，难以分别获得精确的测定。

Guillemot 等人[16]通过统计比较球状星团内外的掩食与非掩食黑寡妇脉冲星系统的质量函数分布，发现掩食的黑寡妇脉冲星系统具有较高的质量函数，且星团内外的掩食黑寡妇脉冲星系统没有明显区别。假定脉冲星的质量恒定，对于同一类型的伴星系统而言，对质量函数影响最大的是轨道倾角 i。很容易理解，当轨道倾角越大，伴星及其周围的介质越容易遮挡脉冲信号，造成掩食现象。由此推论，与非掩食红背系统相比，掩食的红背系统也具有更大的质量函数。

基于本文所收集的最新样本信息，我们利用其中的 50 颗 (表 1 中标注了缺少质量函数数据的 10 颗源) 进一步统计了红背和黑寡妇掩食系统，以及球状星团内外蜘蛛掩食系统的质量函数 (见图 7)。从图中可以明显看出，掩食红背与黑寡妇的质量函数分布有很清晰的分界，这正是由两者明显不同的质量分布区间造成；质量函数的倾斜度差别不大。对于星团内外的蜘蛛掩食系统来说，质量函数分布则没有明显区别。



注：a) 红背 (25 颗) 和黑寡妇 (25 颗) 掩食系统的质量函数，b) 星团内 (22 颗) 和星团外 (28 颗) 掩食系统的质量函数。

图 7　蜘蛛掩食脉冲星系统的质量函数累积分布

4　掩食模型

首个掩食脉冲星发现后，Kluzniak 等人[67]先后提出各种模型进行解释，后来 Thompson 等人[10]对这些模型进行了详细的总结和阐述，并将这些模型应用于 B1957+20 和 J1748-2446A 这两个掩食系统。下面将对这些模型进行简要的介绍，涉及的所有公式均源自文献 [10]。目前主要掩食模型有折射 (refraction)、自由-自由吸收 (free-free absorption)、受迫康普顿散射 (induced Compton scattering) 和同步回旋吸收 (clyclotron and synchrotron absorption) 等。由于掩食区域通常大于伴星的洛希瓣，伴星的遮挡不是形成掩食的唯一因素。因此，这些模型都基于这样的假设：掩食的过程中，一部分的遮挡也是由脉冲信号与伴星周围等离子体的相互作用所造成的，尤其是在掩食进入和退出的时候。而基于目前的观测数据，这些模型暂时都不能很好地解释所有的掩食机制，理论尚有许多不足之处。

4.1　折射模型

该模型假定掩食介质是由足够致密且带电的等离子体组成，介质密度与伴星距离成反比并呈幂律分布，且在该区域的折射率可以增加到足够大。那么脉冲星波束经过该区域时会偏离视线方向，该效应由图 8 所示。

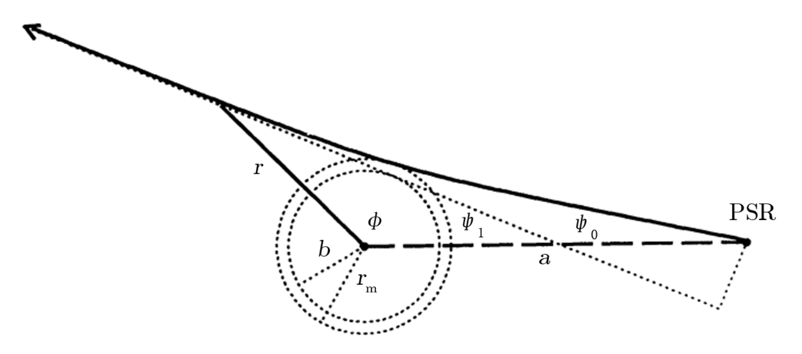


图 8　脉冲星波束通过伴星的等离子体产生折射示意图[10]

假定等离子体频率接近射电观测频率会发生折射，则射电偏转频率的表达式如下:

$$\left(\frac{v_{\rm p}}{v_{\rm obs}}\right)^2 = \frac{4\pi e^2}{m_{\rm e}}\frac{n_{\rm e}(b)}{v_{\rm obs}^2} \simeq \left(\frac{2\beta+1}{\pi}\right)^{1/2}\frac{b_{\rm c}}{\beta^2 a\cos\psi_{\rm f,c}} \ , \tag{7}$$

其中，$v_{\rm p}$ 为等离子体频率，$v_{\rm obs}$ 为观测频率 (单位均是 MHz)；$n_{\rm e}$ 是自由电子数密度 (单位是 $\rm cm^{-3}$)；b 是碰撞参量，$m_{\rm e}$ 是电子质量；可以得出观测频率 v 与掩食半径 $b_{\rm c}$ 的关系为：

$$b_{\rm c} \approx v^{\frac{-2}{\beta+1}} \ , \tag{8}$$

其中，β 为拟合参数。折射模型适用于脉冲波束折射角度较小的情况，且造成的掩食时间延迟为 10 ∼ 100 ms。当该模型应用于 B1957+20 时，理论所预计的掩食时长的频率依赖性以及脉冲延迟时间与实际观测结果不一致；应用在 J1748-2446A 时发现，由于该系统伴星周围的等离子体密度过低，从而无法使脉冲波束产生折射。

4.2 自由-自由吸收

假定掩食介质是高度聚集以及相对较冷，且介质足够致密，那么经过该区域的射电光子可以被介质中的等离子体吸收，此过程称为自由-自由吸收。自由-自由吸收的光深为：

$$\tau_{\rm ff} \simeq 3.1\times10^{-8}\frac{f_{\rm cl}}{T_7^{3/2}v_9^2}N_{\rm e,17}^2L_{11}^{-1}\ln(1.6\times10^9\frac{T_7^{3/2}}{v_9}) \ , \tag{9}$$

其中，$f_{\rm cl}=\langle n_{\rm e}^2\rangle/\langle n_{\rm e}\rangle^2$ 是集束因子；T 是掩食介质温度 (单位是 10^7 K)；v 是观测频率 (单位是 10^9 Hz)；L 是吸收长度 (单位是 10^{11} cm)；$N_{\rm e}$ 是电子柱密度 (单位是 $10^{17}\ \rm cm^2$)。将该模型应用于 B1957+20 和 J1748-2446A 时发现，要使光深足够大，等离子体的温度必须足够低或者集束因子非常大，但与实际情况不符。因此，自由-自由吸收不能解释这两个系统的掩食。

4.3 受迫康普顿散射

当脉冲辐射与伴星周围的等离子体相互作用时，光子可能以不同的频率散射到不同方向。当等离子体足够致密时，光深会不断改变，康普顿散射将在某个临界点发生，且康普顿散射角度较大。其光深定义为：

$$\tau_{\rm ind} \simeq 4\times10^{-5}\frac{N_{\rm e,17}S_{\rm v}^0}{v_9^2}|\alpha+1|\left(\frac{d_{\rm kpc}}{a_{11}}\right)^2 M \ , \tag{10}$$

其中，$S_{\rm v}^0$ 是平均流量密度 (单位是 mJy)，α 是脉冲星的谱指数，$d_{\rm kpc}$ 是脉冲星距离 (单位是 kpc)，a 是双星间距离 (单位是 10^{11} cm)。M 是参量 $M\approx(R_{\rm C}/2r)^2$，其中，$R_{\rm C}$ 是等离子体云的反射曲率半径。当该模型应用于 B1957+20 和 J1748-2446A 系统时，发现所得光深太小，以至于不会产生掩食。故受迫康普顿散射也不能合理地解释这两个掩食系统。

4.4 同步回旋吸收

该模型假定掩食介质周围有较强的磁场，该磁场来自脉冲星风或者可能的较强伴星磁场。当脉冲星射电辐射信号经过该区域时，无线电波会在回旋共振频率及其谐波处被吸收。

在此模型中，谐波数越高，其光深越小。这可以解释为什么掩食总在低频波段发生，而在高频时不会出现。在距离伴星处，特征磁场强度 $B_{\rm E}$ 可表示为：

$$\frac{B_{\rm E}^2}{8\pi} = \frac{\pi}{c}\frac{I_{\rm PSR}}{a^2}\frac{\dot{P}}{P^3} \ , \tag{11}$$

其中，$I_{\rm PSR}$ 是脉冲星转动惯量，P 是自转周期，$\dot{P}$ 是周期变化率，a 是双星间距离。回旋频率为 $v_B = \dfrac{eB}{2\pi m_{\rm e}c}$，则在第 m 个谐波处 $(m = v/v_B)$ 被吸收时所需磁场强度为：

$$B = 350\, m^{-1} v_9 \ , \tag{12}$$

其中，v_9 表示以 10^9 Hz 为单位的频率。当此模型应用于 J1748-2446A 时，所得掩食介质的特征磁场强度太小，无法实现掩食条件。因此，回旋加速吸收也不能合理地解释其掩食。当回旋加速吸收模型应用于 B1957+20 时，其在 318 MHz 和 430 MHz 时或是可以成立的。然而，掩食介质是否可以满足此模型所要求的强磁场条件，需要得到观测的进一步验证。

4.5 质量损失

通过研究掩食的特点，可以研究伴星以及周围介质的性质，如计算伴星的质量损失率 $\dot{M}_{\rm c}$。假定 $\dot{M}_{\rm c}$ 是一个常数，且掩食区域是对称的，则可表示为：

$$\dot{M}_{\rm c} \simeq \pi R_{\rm E}^2 m_{\rm p} n_{\rm e} V_{\rm W} \ . \tag{13}$$

其中，$R_{\rm E}$ 是掩食半径；$m_{\rm p}$ 是等离子体中的粒子质量；$n_{\rm e}$ 是电子柱密度；$V_{\rm W}$ 是被脉冲星星风所烧蚀时物质的溢出速度。Thompson 等人[10]利用该方法计算 B1957+20 的伴星质量损失率，得到 $\dot{M}_{\rm c} \approx 3\times10^{-13}\ M_\odot{\cdot}a^{-1}$，即表明该系统伴星不可能在宇宙学时间内被蒸发掉而成为孤立的毫秒脉冲星系统。当然，该理论模型也存在一些问题。如此模型一开始假定伴星的质量损失率是一个常数，但损失率在双星系统的复杂运行当中可能呈动态变化的过程。后来 Ginzburg 和 Quataert[68]利用动力学模型来模拟伴星的质量流失过程，得到 B1957+20 的伴星寿命为 3.4 Ga，也认为黑寡妇脉冲星系统不太可能通过蒸发过程而成为孤立的毫秒脉冲星，但无法完全排除这种可能性。在此问题上如果要获得准确的结论，仍须扩大样本进行研究。

5 总结和展望

蜘蛛脉冲星在研究脉冲星星风和毫秒脉冲星的演化等问题上具有重要意义。1988 年至今，已有近 100 颗蜘蛛脉冲星被发现，其中 60 颗具有掩食现象。黑寡妇和红背是两类不同的蜘蛛系统，两者的主要区别在于系统伴星的质量，质量范围分别为 0.01 $M_\odot$ ～ 0.05 $M_\odot$ 和 0.1 $M_\odot$ ～ 0.5 $M_\odot$。两种系统在掩食上具有相似的特点，如掩食均不对称。通常掩食进入的区域范围小于退出的区域范围，这表明掩食介质的形状可能类似彗星的彗尾。两者的掩食时长都与频率有关，一般而言，观测频率与掩食时长呈幂律关系，掩食在低频波段更容

易发生，且其掩食时长更长。当然，也有一些个例的掩食时长与频率无明显关系。在掩食前后，色散量和流量有明显的变化。通过研究色散量的变化，可以帮助我们理解掩食介质的密度分布和磁场结构等。

我们统计了这 60 颗迄今发现的蜘蛛掩食脉冲星的性质，包括它们的空间分布、周期性质、掩食特点、质量函数等。我们发现，蜘蛛掩食脉冲星的空间分布比较均匀，在星团内外的数量也较均衡。黑寡妇系统的脉冲星自转周期和双星轨道周期都比部分红背系统的小，两者呈现出不太相同的演化过程。在部分掩食系统中存在短掩食和不规则掩食，如目前发现的四个不规则掩食系统 J1748-2446A, J0024-7204V, J1740-5340A 和 J1748-2446P。目前，它们的不规则掩食成因还是谜，尚待进一步的观测和研究。有一些系统处于双星态转化的过程，即伴星的大小达到了洛希瓣的尺度，我们也在文中进行了重点介绍。关于蜘蛛脉冲星的质量函数，前人已总结出黑寡妇掩食系统小于非掩食系统[16]，而这主要是由两种系统不同的双星轨道倾角所造成。我们增加红背系统后进行统计，发现黑寡妇掩食系统积分质量函数与红背系统的存在整体偏差，但倾斜度非常相似，其主要差别源于伴星质量。在球状星团内外，蜘蛛掩食系统的质量函数分布十分相似，与星团内外黑寡妇系统的分布结论一致[16]。

关于蜘蛛脉冲星的掩食机制，除了伴星的遮挡，系统内星际介质的作用也不可或缺。虽然目前已提出折射、自由-自由吸收、受迫康普顿散射和同步回旋吸收等多种掩食机制模型，但这些掩食模型在解释掩食时都有很多不足之处。此外，通过研究掩食脉冲星系统，可以估计系统伴星的寿命。例如根据目前的理论模型和模拟发现，黑寡妇系统可能不是孤立毫秒脉冲星的前身。但理论也存在改进空间，仍须进行更多样本的进一步研究。在多波段多信使天文学的时代，射电、光学、X 射线和 γ 射线的观测都在推动着这类系统的研究。值得期待的是，随着 FAST 的使用和 SKA 的建成，将观测到更多频率和更精确计时的蜘蛛掩食系统，并推动掩食脉冲星的研究进展。比如，通过 FAST 高精度的计时观测，可以研究掩食前后色散与延时的变化，从而更精确地研究掩食周围系统的介质密度和磁场结构等。在 SKA 阶段，预计可发现 $50\sim300$ 颗掩食的脉冲星系统[8]，更多有趣的蜘蛛系统将被发现。如目前已知的自转速度最快的就是红背脉冲星 J1748-2446ad。因此，目前理论上的亚毫秒脉冲星也可能存在于这样的系统，最终将在观测中被人们找到。

当然，我们最终期待的还是蜘蛛脉冲星系统掩食机制的突破，解决诸多尚未很好解释的问题。比如，不规则掩食的成因、黑寡妇脉冲星是否能成为孤立毫秒脉冲星、脉冲星星风与掩食介质之间究竟是何种相互作用等。随着观测和理论的进步，我们期待上述问题将得到进一步解决，同时期待发现更多新的问题和现象，使得掩食脉冲星研究获得更大的拓展空间。

致谢

感谢中国 SKA 区域中心原型机提供计算资源。

参考文献：

[1] Roberts M S E. https://arxiv.org/abs/1210.6903, astro-ph/1210.6903, 2013
[2] Fruchter A S, Stinebring D R, Taylor J H. Nature, 1988, 333: 237
[3] Stappers B W, Bailes M, Lyne A G, et al. ApJ, 1996, 465: L119
[4] Lyne A G, Manchester R N, D'Amico N, et al. Nature, 1990, 347: 650
[5] Camilo F, Lorimer D R, Freire P, et al. ApJ, 2000, 535: 975
[6] D'Amico N, Lyne A G, Manchester R N, et al. ApJ, 2001, 548: L171
[7] Ransom S M, Hessels J W T, Stairs I H, et al. Science, 2005, 307: 892
[8] Gelfand J, Breton R, Ng C Y, et al. Pulsar Wind Nebulae in the SKA era. https://pos.sissa.it/215/046/pdf, 2014
[9] Polzin E J, Breton R P, Stappers B W, et al. MNRAS, 2019, 490: 889
[10] Thompson C, Blandford R D, Evans C R, et al. ApJ, 1994, 422: 304
[11] Polzin E J, Breton R P, Clarke A O, et al. MNRAS, 2018, 476: 1968
[12] Nice D J, Thorsett S E, Taylor J H, et al. ApJ, 1990, 361: L61
[13] Stappers B W, Bailes M, Lyne A G, et al. MNRAS, 2001, 321: 576
[14] Kansabanik D, Bhattacharyya B, Roy J, et al. ApJ, 2021, 920: 58
[15] Freire P C C, Ransom S M, Bégin S, et al. ApJ, 2008, 675: 670
[16] Guillemot L, Octau F, Cognard I, et al. A&A, 2019, 629: A92
[17] Deneva J S, Ray P S, Camilo F, et al. ApJ, 2016, 823: 105
[18] Bhattacharyya B, Roy J, Ray P S, et al. ApJ, 2013, 773: L12
[19] Pan Z, Ransom S M, Lorimer D R, et al. ApJ, 2020, 892: L6
[20] Bilous A V, Ransom S M, Demorest P. ApJ, 2019, 877: 125
[21] Cromartie H T, Camilo F, Kerr M, et al. ApJ, 2016, 819: 34
[22] Archibald A M, Stairs I H, Ransom S M, et al. Science, 2009, 324: 1411
[23] Hessels J W T, Roberts M S E, McLaughlin M A, et al. https://arxiv.org/abs/1101.1742, astro-ph/1101.1742, 2011
[24] Gentile P A, Roberts M S E, McLaughlin M A, et al. ApJ, 2014, 783: 69
[25] Roy J, Ray P S, Bhattacharyya B, et al. ApJ, 2015, 800: L12
[26] Ray P S, Abdo A A, Parent D, et al. https://arxiv.org/abs/1205.3089, astro-ph/1205.3089, 2012
[27] Keane E F, Barr E D, Jameson A, et al. MNRAS, 2018, 473: 116
[28] Linares M. MNRAS, 2018, 473: L50
[29] Pletsch H J, Guillemot L, Fehrmann H, et al. Science, 2012, 338: 1314
[30] Bates S D, Thornton D, Bailes M, et al. MNRAS, 2015, 446: 4019
[31] Sanpa arsa S. PhD thesis, Virginia:University of Virginia, 2016: 78
[32] Ray P S, Nieder L, Clark C J, et al. ApJ, 2022, 927: 216
[33] Kennedy M R, Breton R P, Clark C J, et al. MNRAS, 2022, 512: 3001
[34] Wang S Q, Wang J B, Wang N, et al. ApJ, 2021, 922: L13
[35] Faulkner A J, Stairs I H, Kramer M, et al. MNRAS, 2004, 355: 147
[36] Crawford F, Lyne A G, Stairs I H, et al. ApJ, 2013, 776: 20
[37] Bates S D, Bailes M, Bhat N D R, et al. MNRAS, 2011, 416: 2455
[38] Stovall K, Lynch R S, Ransom S M, et al. ApJ, 2014, 791: 67
[39] Stovall K, Allen B, Bogdanov S, et al. ApJ, 2016, 833: 192
[40] Corongiu A, Mignani R P, Seyffert A S, et al. MNRAS, 2021, 502: 935
[41] Clark C J, Nieder L, Voisin G, et al. MNRAS, 2021, 502: 915
[42] Pletsch H J, Clark C J. ApJ, 2015, 807: 18
[43] Manchester R N, Lyne A G, Robinson C, et al. Nature, 1991, 352: 219
[44] Freire P C C, Ridolfi A, Kramer M, et al. MNRAS, 2017, 471: 857
[45] Ridolfi A, Freire P C C, Torne P, et al. MNRAS, 2016, 462: 2918

[46] Ridolfi A, Gautam T, Freire P C C, et al. MNRAS, 2021, 504: 1407
[47] Dai S, Johnston S, Kerr M, et al. ApJ, 2020, 888: L18
[48] Hessels J W T, Ransom S M, Stairs I H, et al. ApJ, 2007, 670: 363
[49] Wang L, Peng B, Stappers B W, et al. ApJ, 2020, 892: 43
[50] Possenti A, D'Amico N, Manchester R N, et al. ApJ, 2003, 599: 475
[51] Lynch R S, Freire P C C, Ransom S M, et al. ApJ, 2012, 745: 109
[52] Lyne A G, Biggs J D, Harrison P A, et al. Nature, 1993, 361: 47
[53] Pan Z, Qian L, Ma X, et al. ApJ, 2021, 915: L28
[54] Zhang L, Ridolfi A, Blumer H, et al. ApJ, 2022, 934: L21
[55] Hessels J W T, Ransom S M, Stairs I H, et al. Science, 2006, 311: 1901
[56] Bégin S. Masters Thesis, Vancouver: The University of British Columbia, 2006: 31
[57] Papitto A, De Martino D. https://arxiv.org/abs/2010.09060, astro-ph/2010.09060, 2020
[58] Papitto A, Ferrigno C, Bozzo E, et al. Nature, 2013, 501: 517
[59] Yan Z, Pan Z, Ransom S M, et al. ApJ, 2021, 921: 120
[60] Ransom S M, Stairs I H, Backer D C, et al. ApJ, 2004, 604: 328
[61] Huang R H H, Kong A K H, Takata J, et al. ApJ, 2012, 760: 92
[62] Stappers B W, Bessell M S,Bailes M. ApJ, 1996, 473: L119
[63] Tavani M, Brookshaw L. ApJ, 1991, 381: L21
[64] Archibald A M, Kaspi V M, Hessels J W T, et al. https://arxiv.org/abs/1311.5161, astro-ph/1311.5161, 2013
[65] de Martino D, Papitto A, Burgay M, et al. MNRAS, 2020, 492: 5607
[66] Kudale S, Roy J, Bhattacharyya B, et al. ApJ, 2020, 900: 194
[67] Kluzniak W, Ruderman M, Shaham J, et al. Nature, 1988, 334: 225
[68] Ginzburg S, Quataert E. MNRAS, 2020, 495: 3656.

The Research Progress of the Eclipsing Phenomenon of Spider Pulsars

HUANG Wu-cheng[1,2], ZHANG Zhong-li[1,3], YU Ting[1,2], LU Qi-wei[1,2]

(1. Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China; 2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China; 3. Key Laboratory of Radio Astronomy, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210033, China)

Abstract: The discovery of spider pulsars is an important progress in the study of the formation and evolution of millisecond pulsars, since they are considered to be one of the origins of isolated millisecond pulsars. The spider pulsar systems are rich in observational phenomena, and the most important of them is the eclipse of the pulsar. The study of eclipsing pulsars can help to understand the evolution of binary pulsars, the formation of globular clusters and the interstellar medium. Since the first eclipsing pulsar discovered in 1988, over 60 eclipsing pulsars have been discovered in the past three decades. Here shows the main progress of research on eclipsing pulsars in recent years, including the eclipsing

characteristics, statistics and examples of known eclipsed pulsar systems, and explain the most common eclipsing mechanisms. In the next ten years, with the use of radio telescopes with ultra high sensitivity and sky survey speed, such as the Square Kilometre Array Radio Telescope (SKA), the research on eclipsing pulsar is expected to open up new horizons and have positive influences on the development of the theory of eclipsing mechanisms, and help to solve some of these unsolved eclipsing mysteries.

Key words: pulsar; eclipse; eclipsing mechanism; mass loss